

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ДРЕЙФОВЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ В РАЗРЯДЕ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А.А. Бизюков, Е.В. Ромащенко*, А.Е. Кашаба, К.Н. Серета
Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина
пр. Курчатова 31, Харьков 61108, Украина
тел.: (057) 335-37-44

*Восточноевропейский национальный университет им. В.Даля
ул. Ватутина 1, Луганск, Украина

Показано, что при воздействии азимутально несимметричных ВЧ-полей на дрейфовый электронный поток в области гидродинамического резонанса изменяется характер движения электронов поперек магнитного поля с диффузионного на вихревой. Это приводит к изменению скорости переноса электронов поперек магнитного поля и, следовательно, локальному уменьшению средней плотности электронов и скорости ионизации в этой зоне. Размер зоны аномального переноса электронов поперек магнитного поля определяется амплитудой волны и широтой дрейфовой скорости в стационарных скрещенных электрическом и магнитном полях как в случае с собственными, так и внешними ВЧ-полями.

PACS: 52.80.Pi

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время плазодинамические системы на основе разряда постоянного тока в скрещенных электрическом и магнитном полях при низком давлении (ускорители с анодным слоем, магнетронные распылительные системы, магнетронные насосы и датчики давления на основе магнетронных и пеннинговских разрядов) широко используются как в фундаментальных научных исследованиях, так и в разнообразных технологических приложениях [1, 6-9]. Такие системы обеспечивают широкие возможности получения и управления параметрами потоков заряженных частиц. Характерной особенностью таких систем является образование слоя пространственного заряда, в котором сосредоточено практически все падение напряжения на разряде и происходят основные процессы генерации и ускорения заряженных частиц [2,3]. Экспериментальные исследования функции распределения ионов по энергии, выходящих из разрядов с поперечным магнитным полем, например, из ускорителя с анодным слоем [4], показали, что в неустойчивых режимах разряда на функции распределения ионов по энергии наблюдались особенности в виде локальных "провалов" и "горбов". Такие же особенности наблюдались и при вводе ВЧ-мощности в разрядный промежуток с помощью антенн. Аномалии функции распределения ионов по энергии объяснялись появлением высокочастотных электрических полей в анодном слое разряда.

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению динамики электронов в разряде низкого давления в сильном поперечном магнитном поле в дрейфовом приближении при наличии высокочастотных электрических полей и выяснению физического механизма появления тонкой структуры ионизации.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Влияние внешних высокочастотных электрических полей на движение электронов рассматрива-

лось в дрейфовой модели слоя (Рис.1) с учетом условий и масштабов разряда в поперечном магнитном поле, характерных для условий экспериментов в холловском ионном источнике с вводом ВЧ-поля с помощью антенны на катоде [4].

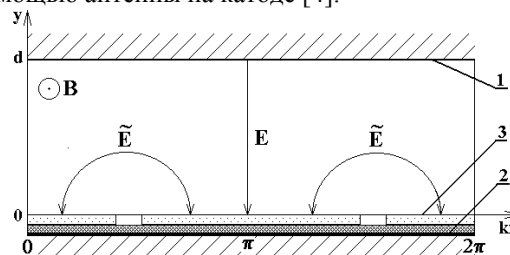


Рис.1. Распределение электромагнитных полей в разрядном промежутке. 1 – анод; 2 – катод; 3 – ВЧ-антенна

Уравнения движения электронов в разрядном промежутке в дрейфовом приближении при $\tilde{E}_{y0} < E$ и $v \ll \omega_{He}$ можно записать в виде:

$$\frac{dx}{dt} = V_{0x}(y) + \tilde{V}_x \quad (1)$$

$$\frac{dy}{dt} = V_{0y}(y) + \tilde{V}_y, \quad (2)$$

где $V_{0x} = -\frac{cE(y)}{H}$ – скорость дрейфа электронов в скрещенных постоянном электрическом E_0 и маг-

нитном H полях, $V_{0y} = -\frac{cE(y)}{H} \frac{v}{\omega_{He}}$ – скорость дви-

жения электронов поперек магнитного поля за счет электрон-атомных столкновений, E – проекция постоянного электрического поля на ось y ,

$\tilde{V}_y = \frac{c\tilde{E}_{x0}}{H} \sin(kx) \sin(\omega t)$, $\tilde{V}_x = -\frac{c\tilde{E}_{y0}}{H} \cos(kx) \sin(\omega t)$ –

компоненты скорости дрейфового движения электро-

нов в поле ВЧ-волны, $\tilde{E}_{x0} = \frac{\tilde{U}}{\lambda/2}$, $\tilde{E}_{y0} = \frac{\tilde{U}}{2d}$ – ам-

плитудные значения компонент напряженности электрического ВЧ-поля, λ – длина ВЧ-волны, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, $\omega = 2\pi f_0$ – круговая частота ВЧ-волны, $\omega_{He} = \frac{eH}{mc}$ – электронная циклотронная частота.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В окрестности гидродинамического резонанса ($\omega = kV_{ox}(y_0)$) скорость дрейфа электронов в постоянных электромагнитных полях можно приближенно представить в виде:

$$V_{ox}(y) = V_{ox}(y_0) + (y - y_0) \left(\frac{dV_{ox}}{dy} \right)_{y_0},$$

$$V_{oy}(y) = V_{oy}(y_0) + (y - y_0) \left(\frac{dV_{oy}}{dy} \right)_{y_0}.$$

Сделав следующую замену переменных $\xi = kx - \omega t$, $\tau = \omega t$, $Y = \frac{y - y_0}{d}$, уравнения (1), (2) в безразмерном виде можно записать следующим образом:

$$\frac{d\xi}{d\tau} = Y \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} + \tilde{v}_{0x} [\sin(\xi) + \sin(\xi + 2\tau)], \quad (3)$$

$$\frac{dY}{d\tau} = \frac{1}{kd} \left(v_{oy}(Y)_{Y=0} + Y \left(\frac{dv_{oy}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} - \tilde{v}_{0y} [\cos(\xi) - \cos(\xi + 2\tau)] \right), \quad (4)$$

где $v_{ox} = \frac{kV_{ox}(Y)}{\omega}$, $v_{oy} = \frac{kV_{oy}(Y)}{\omega}$, $\tilde{v}_{0x} = \frac{kc\tilde{E}_{y_0}}{2\omega H}$,

$\tilde{v}_{0y} = \frac{kc\tilde{E}_{ox}}{2\omega H}$. В уравнениях (3), (4) осцилляционные

слагаемые представлены в виде осцилляций электронов в полях прямой и обратной волн. Обратная волна возмущает траектории электронов пропорционально малому параметру:

$$\alpha \approx \frac{\tilde{v}_{0y} \sin(\xi)}{Y_0 kd} \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}^{-1}.$$

Этот малый параметр пропорционален амплитуде волны \tilde{E}_{y_0} и обратно пропорционален расстоянию Y_0 между резонансами прямой и обратной волн. При относительно большом расстоянии между резонансами прямой и обратной волн обратная волна слабо возмущает траектории электронов. Учет осцилляционного слагаемого $\tilde{v}_{0x} \sin(\xi + 2\tau)$ в уравнении (3) существенен только в окрестности точки гидродинамического резонанса. Точнее учет осцилляционного слагаемого важен в малой окрестности границы формируемого вихря. В этой малой окрестности обратная волна приводит к стохастизации динамики электронов.

Можно показать, что отношение вкладов второго и первого слагаемых в уравнении (3) пропорционально корню квадратному из малого параметра

$$\sqrt{kd(\tilde{v}_{0x}^2/2\tilde{v}_{0y})} \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}^{-1} \ll 1.$$

Физически пренебрежение осцилляционным слагаемым в первом уравнении $\tilde{v}_{0x} [\sin(\xi) + \sin(\xi + 2\tau)]$ означает, что скорость электронов вдоль ξ преимущественно определяется текущей относительной дрейфовой в скрещенных полях скоростью. Осцилляционное же движение электронов вдоль Y определяется его периодическим полем. Движение электронов вдоль Y модифицировано их столкновительным дрейфом поперек магнитного поля вдоль электрического поля. Таким образом, систему уравнений (3)-(4) можно переписать в следующем виде

$$\frac{d\xi}{d\tau} = Y \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}, \quad (5)$$

$$\frac{dY}{d\tau} = \frac{1}{kd} \left(v_{oy}(Y)_{Y=0} + Y \left(\frac{dv_{oy}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} - \tilde{v}_{0y} \cos(\xi) \right), \quad (6)$$

решение которой можно получить аналитически.

Уравнения (5), (6) описывают вихревое движение электронов, находящихся внутри сепаратрисы – границы вихря, и осцилляционное движение электронов, находящихся вне границы вихря. Интегрируя (5), (6), находим приближенно выражение для границы вихря:

$$Y = \frac{\sqrt{2\tilde{v}_{0y}(1 - \sin(\xi))}}{\sqrt{kd \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}}}, \quad (7)$$

и для его размера ΔY по Y :

$$\Delta Y = 2 \frac{\sqrt{\tilde{v}_{0y}}}{\sqrt{kd \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}}}. \quad (8)$$

Вихревое движение электронов существенно, когда $\Delta Y d$ превышает циклотронный радиус электронов ρ_{ce} и размер электронных осцилляций

$$R_{ce} = \frac{eE}{m\omega_{He}^2} \text{ в постоянных внешних полях } E_0 \text{ и } H:$$

$$\Delta Y d > \rho_{ce}, R_{ce}. \quad (9)$$

Теперь опишем осцилляционное и вихревое движения электронов.

Систему уравнений (3), (4) без учета малого вклада обратной волны можно представить в виде одного уравнения

$$\frac{d^2 Y}{d\tau^2} - \frac{1}{kd} \left(\frac{dv_{oy}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} \frac{dY}{d\tau} - \frac{\tilde{v}_{0y}}{kd} \left(\frac{dv_{ox}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} Y \sin(\xi) - \frac{\tilde{v}_{0y} \tilde{v}_{0x}}{kd} \sin^2(\xi) = 0. \quad (10)$$

Это уравнение типа уравнения колебаний нелинейного маятника. Период колебаний электронов сильно зависит от их положения. Действительно, в окрестности границы вихря вблизи точки $\xi_0 = \frac{\pi}{2}$ реализуется аperiodическое бесконечно долгое дви-

жение электронов. Однако доля таких электронов очень мала. Для других электронов в бесстолкновительном случае реализуются периодические их колебания с периодом, зависящим от их положения.

При этом точка $\xi_0 = \frac{3\pi}{2}$ является центром, а траектории электронов в бесстолкновительном случае представляют собой эллипсы. Посмотрим предельный случай движения электронов вблизи центра вихря. А именно, при учете первого члена разложения функции $\sin(\xi)$ в ряд Тейлора в окрестности точки

$\xi_0 = \frac{3\pi}{2}$ и пренебрежении малым нелинейным четвертым слагаемым по сравнению с линейным третьим слагаемым уравнение (10) переходит в дифференциальное уравнение колебаний линейного маятника:

$$\frac{d^2 Y}{dt^2} - \frac{1}{kd} \left(\frac{dv_{0y}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} \frac{dY}{dt} + \frac{\tilde{v}_{0y}}{kd} \left(\frac{dv_{0x}(Y)}{dY} \right)_{Y=0} Y = 0. \quad (11)$$

Другими словами, система уравнений (5), (6) эквивалентна одному дифференциальному уравнению (11). Уравнение (11) описывает линейные колебания электронов. Для значений Y , таких, что выполняется условие

$$\left(\frac{dv_{0y}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}^2 \frac{1}{kd} < 4\tilde{v}_{0y} \left(\frac{dv_{0x}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}, \quad (12)$$

решение уравнения (11) имеет вид

$$Y(\tau) = \frac{e^{\frac{p}{a}\tau}}{a} \left[Y_1 a \cos \frac{a}{2}\tau + \left(\frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd} - Y_1 p \right) \sin \frac{a}{2}\tau \right], \quad (13)$$

где $p = \frac{1}{kd} \left(\frac{dv_{0y}}{dY} \right)_{Y=0}$, $q = \frac{\tilde{v}_{0y}}{kd} \left(\frac{dv_{0x}}{dY} \right)_{Y=0}$, $a = \sqrt{4q - p^2}$,

Y_1 и ξ_1 – начальные координаты частиц. Соответственно,

$$\begin{aligned} \xi(\tau) = & \frac{kd}{2a\tilde{v}_{0y}} e^{\frac{p}{a}\tau} \left[Y_1 a \left(a \sin \frac{a}{2}\tau + p \cos \frac{a}{2}\tau \right) + \right. \\ & \left. + \left(\frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd} - Y_1 p \right) \left(p \sin \frac{a}{2}\tau - a \cos \frac{a}{2}\tau \right) \right] - \\ & - \frac{kd}{\tilde{v}_{0y}} \left[Y_1 p - \frac{\tilde{v}_{0y}}{kd} \right] + \xi_1. \end{aligned} \quad (14)$$

Условие (12) выполняется для $v / \omega_{He} < 1 \cdot 10^{-3}$. Траектории электронов представляют собой раскручивающиеся спирали, что подтверждается численным счетом (Рис.2). Механическим аналогом движения электронов по таким траекториям являются периодические колебания маятника под действием вынуждающей силы. Так как период колебаний маятника равен

$T = \frac{4\pi}{\sqrt{4q - p^2}}$, то и время перехода частицы с

одного витка спирали на другой будет таким же. Отсюда следует выражение для частоты осцилляций Ω

электронов в поле вихря не очень малой амплитуды, справедливое для большей части электронов, составляющих этот вихрь или находящихся вблизи него

$$\Omega \approx \frac{cUk}{dH} \sqrt{\frac{1}{\pi} \frac{\tilde{U}}{U}}. \quad (15)$$

В (15) использовано то, что в холловском ускорителе в дрейфовом электронном слое напряженность постоянного электрического поля определяется выражением (модель Кервалишвили-Жаринова [5])

$$E(y) = \frac{2U}{d^2} y, \quad (16)$$

где U – разрядное напряжение.

Частицы, двигаясь по спиральным траекториям наружу зоны захвата со средней скоростью

$(y - y_0) \left(\frac{dV_{0y}}{dy} \right)_{y_0}$, меньшей средней скорости их радиального движения вне вихря

$V_{0y}(y_0) + (y - y_0) \left(\frac{dV_{0y}}{dy} \right)_{y_0}$, достигают сепаратрисы

и уходят из вихря. Из соотношения этих скоростей видно, что внутри вихря спираль более узкая и густая, чем вне вихря. При этом ширина δY по Y спирали внутри вихря равна

$$\delta Y = Y_1 \left(e^{\frac{2\pi p}{a}} - 1 \right) \approx Y_1 \frac{2\pi p}{a}. \quad (17)$$

Ширина же ΔY_h по Y полости электронов внутри вихря равна

$$\Delta Y_h \approx 2 \frac{\left[\sqrt{\tilde{v}_{0y}} - \frac{\pi v_{0y}(Y)_{Y=0}}{\sqrt{\tilde{v}_{0y}}} \right]}{\left[\sqrt{kd \left(\frac{dv_{0x}(Y)}{dY} \right)_{Y=0}} \right]}. \quad (18)$$

Время ухода частицы из вихря определяется выражением

$$\tau_0 = \frac{1}{\left(\frac{dv_{y0}}{dY} \right)_{Y=0}} \ln \left(\frac{\Delta Y}{2Y_1} \right), \quad (Y_1 > \rho_e / d). \quad (19)$$

Для модели Кервалишвили-Жаринова выражение (19) можно переписать в виде

$$t_0 \approx \left(\frac{H}{2cUk} \right) \left(\frac{\omega_{He}}{v} \right) \ln \left(\frac{d}{\rho_e} \sqrt{\frac{\tilde{U}}{U4\pi}} \right). \quad (20)$$

Таким образом, в окрестности точки гидродинамического резонанса, определяемой размером сепаратрисы, с течением времени не остается частиц при $\tilde{E}_{y0} < E$. Зная период колебаний электронов, можно найти продольный размер области плотности электронов $\Delta \xi_h$ и размер области электронного вихря по оси ξ . Используя соотношение (14), находим, что продольный размер области плотности электронов составляет

$$\Delta \xi_h \approx 2\pi \left(1 - \frac{v}{\omega_{He}} \sqrt{\frac{\pi U}{\tilde{U}}} \right), \quad (21)$$

а размер области электронного вихря по оси ξ –

$$\Delta \xi = \frac{\lambda}{d} \frac{v}{\omega_{He}} \sqrt{\frac{\pi U}{\tilde{U}}}. \quad (22)$$

Из соотношений (21), (22) видно, что размеры зависят от соотношения напряженности переменного и постоянного электрических полей и частоты столкновений.

Вихревое движение с ростом амплитуды вихря становится выраженным при

$$vT \approx 2\pi v \frac{H}{ck} \sqrt{\frac{\pi d}{kU\tilde{U}}} < 1 \quad (23)$$

и при выполнении неравенств (9). Таким образом, пороговое значение амплитуды ВЧ-поля, при котором существенно вихревое движение электронов в анодном слое определяется условиями (9), (23).

$$\text{Условие } \left(\frac{dv_{0y}(Y)}{dY} \right)_0 \frac{1}{kd} > 4\tilde{v}_{0y} \left(\frac{dv_{0x}(Y)}{dY} \right)_0 \quad \text{вы-}$$

полняется при $\frac{v}{\omega_{He}} > 1 \cdot 10^{-3}$. Тогда

$$Y(\tau) = \frac{1}{2a} \left[\left(Y_1(-p+a) + \frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd} \right) e^{\frac{(p+a)\tau}{2}} + \left(Y_1(p+a) + \frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd} \right) e^{\frac{(p-a)\tau}{2}} \right]; \quad (24)$$

$$\xi(\tau) = \frac{1}{a} \left(\frac{dv_{0x}(Y)}{dY} \right)_0 \left[\frac{Y_1(-p+a) + \frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd}}{p+a} e^{\frac{p+a}{2}\tau} + \frac{Y_1(p+a) + \frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd}}{p-a} e^{\frac{p-a}{2}\tau} \right] + \xi_1 - \frac{1}{a} \left(\frac{dv_{0x}(Y)}{dY} \right)_0 \left[\frac{Y_1(-p+a) + \frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd}}{p+a} + \frac{Y_1(p+a) + \frac{2\tilde{v}_{0y}}{kd}}{p-a} \right]. \quad (25)$$

Этот случай соответствует аperiодическому процессу. Увеличение частоты столкновений приводит к изменению вида траекторий электронов, которые перестают быть спиралевидными.

Были проведены численные исследования системы уравнений (3)-(4) для дрейфового электронного слоя с постоянной плотностью (Рис.2-4). Исследования показали, что в пространстве дрейфа электронов формируется цепочка электронных вихрей, направленная вдоль ξ . Было показано, что при учете обратной волны траектория электрона лишь слабо модулируется.

Отношение плотности электронов внутри вихря n_{e0} к плотности электронов вне вихря n_{e1} определяется выражением

$$\frac{n_{e0}}{n_{e1}} = \frac{V_{0x}(y_0)}{\tilde{V}_x} \frac{1}{\Delta \xi}. \quad (26)$$

С учетом соотношения (22) это выражение примет вид:

$$\frac{n_{e0}}{n_{e1}} = \frac{\omega H d^2 \omega_{He}}{\pi c v} \sqrt{\frac{1}{\pi U \tilde{U}}} < 1. \quad (27)$$

Частицы, которые подходят за счет столкновений к зоне гидродинамического резонанса с катодной границей анодного слоя, достигая сепаратрисы, бесстолкновительно проходят эту зону и на анодной стороне слоя также движутся только за счет столкновений. Таким образом, в окрестности гидродинамического резонанса происходит аномальный (бесстолкновительный) перенос электронов поперек магнитного поля за счет взаимодействия с ВЧ-полем волны. Таким образом, аномальный бесстолкновительный перенос приводит к уменьшению плотности электронов в этой зоне.

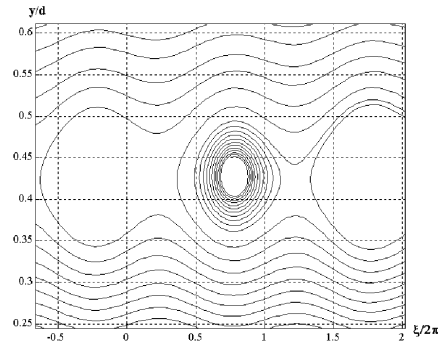


Рис.2. Траектории электронов, построенные для дрейфового электронного слоя. $\tilde{U} = 25$ В, $U = 5$ кВ; $d = 0,5$ см; $H = 1$ кЭ; $f_0 = 13,56$ МГц; $R = 5$ см; $v_e / \omega_{He} = 7 \cdot 10^{-5}$

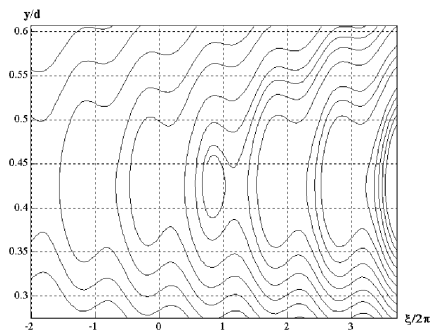


Рис.3. Траектории электронов, построенные для дрейфового электронного слоя. $\tilde{U} = 25$ В, $U = 5$ кВ; $d = 0,5$ см; $H = 1$ кЭ; $f_0 = 13,56$ МГц; $R = 5$ см; $v_e / \omega_{He} = 2 \cdot 10^{-4}$

При преобладающем влиянии электрон-атомных столкновений функция распределения электронов-максвелловская с температурой [10]

$$T_e = \frac{3 e^2 E^2(y)}{2 m_e \lambda \omega_{He}^2}, \quad (28)$$

где λ – коэффициент передачи энергии.

Частота ионизации в этом случае определяется

выражением

$$v^i = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} n_a s_0^i \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \left(1 + 2 \frac{T_e}{E_i} \right) \exp\left(- \frac{E_i}{T_e} \right), \quad (29)$$

где n_a - концентрация нейтральных атомов, s_0^i - сечение ионизации, E_i - энергия ионизации.

На низковольтной границе ВЧ-слоя температура электронов равна

$$T_1 = \frac{3}{2} \frac{e^2 E^2(y_1)}{m_e \chi \omega_{He}^2}, \quad (30)$$

а на высоковольтной границе ВЧ-слоя температура электронов равна

$$T_2 = \frac{3}{2} \frac{e^2 E^2(y_1)}{m_e \chi \omega_{He}^2} + eE\Delta y. \quad (31)$$

Сравним частоту ионизации на этих границах

$$\frac{v_2^i}{v_1^i} = \sqrt{1 + \frac{eE\Delta y}{T_e}} \left(1 + 2 \frac{eE\Delta y}{E_i + 2T_e} \right) \exp\left(\frac{eE\Delta y}{T_e(T_e + eE\Delta y)} \right). \quad (32)$$

Видно, что частота ионизации на высоковольтной границе ВЧ-слоя выше, чем на низковольтной - $\frac{v_2^i}{v_1^i} > 1$. Следовательно, скорость ионизации на вы-

соковольтной границе ВЧ-слоя выше, чем на низковольтной, что приводит к изменению формы функции распределения ионов по энергиям. Поэтому в области ВЧ-слоя наблюдается локальный "провал" на функции распределения, а за слоем - "горб". Параметры ВЧ-поля (амплитуда, частота и длина волны) определяют локализацию и пространственный (энергетический) масштаб зоны аномального переноса электронов и изменения формы функции распределения ионов по энергиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Морозов. *Плазменные ускорители* / Под ред. Л.А. Арцимовича. М.: "Машиностроение", 1973, с.5-15.
2. Ю.Е. Крейнфельд. *Плазменные источники электронов*. М.: "Атомиздат", 1977, с.145.
3. П.М. Тюрюканов, А.Д. Никольский, И.К. Фетисов, И.Н. Толстой. Характеристики импульсного разряда низкого давления в поперечном аксиально-симметричном магнитном поле // *ЖТФ*. 1981, т.51, №10, с.2028-2031.
4. Н.А. Азаренков, А.А. Бизюков, И.А. Бизюков и др. *Управление функцией распределения ионов по энергиям в холловских ионных источниках*. Труды 4-го Международного симпозиума «Вакуумные технологии и оборудование» (ISVTE-4), раздел 1, Физические явления и процессы в вакууме. Украина, 2001, с.83-87.
5. Н.А. Кервалишвили, А.В. Жаринов. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле // *Журнал технической физики*. 1965, т.35, вып.12.
6. A.M. Egorov, V.I. Lapshin, V.I. Maslov, G.A. Skorobogatko. *Excitation, Evolution, Properties and Role of Ordered Structure of Low Frequency Vortices near Wall in Nuclear Fusion Devices*. Abs. of 15th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices. Gifu. Japan. 2002.
7. S.V. Barchuk, A.M. Egorov, V.I. Lapshin, et al. *Electric Barrier Formation in ECR Point in Inhomogeneous Magnetic Field and Ordered Structure of Vortices near Wall in Nuclear Fusion Devices*. Abs. of 1st Int. Workshop on Innovative Concepts for Plasma-Interactive Components in Fusion Devices (1st IWIC-PIC). Osaka. Japan. 2002.
8. V.I. Maslov, A.A. Goncharov, I.N. Onishchenko. *Distributed Vortices in Plasma Lens*. Proc. of Int. Conf. ICPIC. 2001. Nagoya. Japan. 2001, p.161-162.
9. A.A. Goncharov, V.I. Maslov, I.N. Onishchenko, et al. *Spatial and Time Dynamics of Nonlinear Vortices in High-Current Plasma Lens* // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. 2003, №1, p.115-117.
10. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, И.Е. Сахаров. *Основы физики плазмы*. М.: "Атомиздат", 1977. с.138.

INTERACTION OF HIGH FREQUENCY ELECTRIC FIELDS WITH DRIFT ELECTRON FLUX IN THE DISCHARGE WITH CROSSED MAGNETIC FIELD

A.A. Bizyukov, E.V. Romaschenko, A.Y. Kashaba, K.N. Sereda

It was shown that at influence of non-uniform in azimuth HF fields on drift electron flux in the region of hydrodynamic resonance the character of electron motion across magnetic field changes from diffusive to vortex one. This leads to change of transport rate across magnetic field and, therefore, local decrease of average electron density and ionization rate in this zone. The size of the zone of the anomalous transport of electrons across magnetic field is determined by wave amplitude and shear of the drift velocity in stationary crossed electric and magnetic fields as in the case with self-field as in the case with external HF fields.

ВЗАЄМОДІЯ ВИСОКОЧАСТОТНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ ІЗ ДРЕЙФОВИМ ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ У РОЗРЯДІ З ПОПЕРЕЧНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

О.А. Бізюков, О.В. Ромащенко, А.Є. Кашаба, К.М. Серєда

Показано, що при впливі азимутально несиметричних ВЧ-полів на дрейфовий електронний потік в області гідродинамічного резонансу змінюється характер руху електронів поперек магнітного поля з дифузійного на вихровий. Це приводить до зміни швидкості переносу електронів поперек магнітного поля й, отже, локальному зменшенню середньої концентрації електронів і швидкості іонізації в цій зоні. Розмір зони аномального переносу електронів поперек магнітного поля визначається амплітудою хвилі й широм дрейфової швидкості в стаціонарних схрещених електричному й магнітному полях як у випадку із власними, так і зовнішніми ВЧ-поллями.

